



МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ

Авторы: Л. И. Королёва, С. А. Никитин

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ (магниторезистивный эффект), изменение удельного электрич. сопротивления проводника (металла, полуметалла, полупроводника) под действием магнитного поля напряжённостью

H:

$$\Delta\rho/\rho = (\rho_H - \rho)/\rho,$$

где

ρ – удельное электрич. сопротивление в отсутствие магнитного поля,

ρ_H – удельное электрич. сопротивление при наложении на проводник магнитного поля напряжённостью

H. Величина

$|\Delta\rho/\rho|$ не превышает 1, поэтому для большей информативности часто используют др. определение *M*:

$$\Delta\rho/\rho_H = (\rho_H - \rho)/\rho_H$$

абсолютная величина которого не ограничена. Этим параметром удобно пользоваться в том случае, когда *M* достигает больших величин. Различают продольное (

$\mathbf{j} \parallel \mathbf{H}$) и поперечное (

$\mathbf{j} \perp \mathbf{H}$) *M*., где

j – плотность электрич. тока, протекающего по проводнику.

M. – чётное (симметричное) гальваномагнитное явление. Осн. причина классич. *M*. – искривление траекторий носителей заряда (электронов проводимости и дырок) в магнитном поле. В ряде веществ наблюдается значит. *M*., знак которого может быть как положительным (ρ увеличивается при наложении магнитного поля), так и отрицательным (

ρ уменьшается при наложении магнитного поля).

Колоссальное магнитосопротивление

(КМС) обнаружено во 2-й пол. 20 в. в [магнитных полупроводниках](#). Так, в монокристалле EuSe с дефицитом Se величина ρ падает на девять порядков (отрицательное КМС) при наложении магнитного поля напряжённостью 10 кЭ ($8 \cdot 10^5$ А/м). В эпитаксиальной плёнке манганита $\text{La}_{0,67}\text{Ca}_{0,33}\text{MnO}_3$ обнаружено более чем 1000-кратное падение электрич. сопротивления в магнитном поле напряжённостью 60 кЭ ($4,8 \times 10^6$ А/м) при темп-ре 77 К. Для сравнения: в ферритах величина $\Delta\rho/\rho$ не превышает 0,01%, в металлах – 1%.

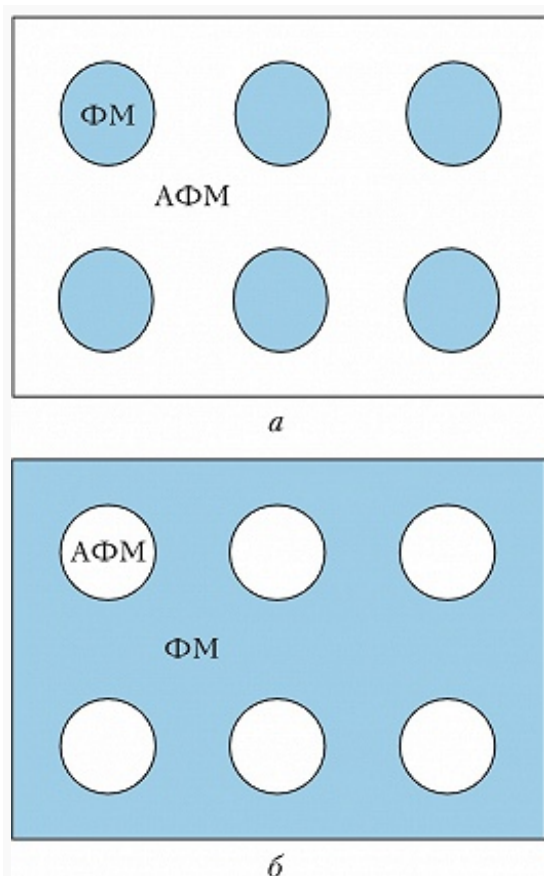


Рис. 1: а – магнитно-двухфазное изолирующее состояние вырожденного антиферромагнитного полупроводника (АФМ); голубым

КМС может быть объяснено присутствием в невырожденных магнитных полупроводниках особых магнитно-примесных состояний – примесных ферронов (см. [Магнитный полярон](#)). Вырожденный антиферромагнитный полупроводник из-за сильного s–d-обмена (см. [Косвенное обменное взаимодействие](#)) разбивается на области с ферромагнитным порядком, в которых сосредоточены носители заряда (электроны или дырки), и области с антиферромагнитным порядком, в которых носители заряда отсутствуют (фазовое разделение). Вырожденный ферромагнитный полупроводник в окрестности темп-ры Кюри T_C содержит ферромагнитные области, в которых сосредоточены носители заряда, и парамагнитные области, в которых они отсутствуют. При невысоком уровне легирования изолированные друг от друга

цветом обозначены ферромагнитные капли (ФМ), в которых сосредоточены носители...

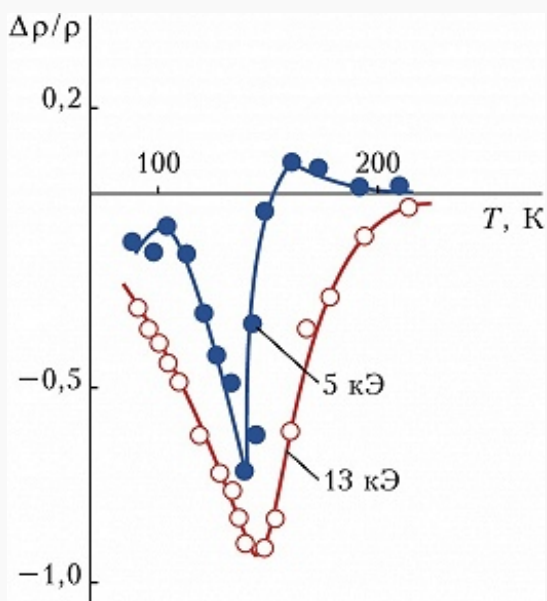


Рис. 2. Температурная зависимость магнитосопротивления монокристалла $Cd_{0,987}In_{0,013}Cr_2Se_4$ в магнитных полях различной напряжённости.

ферромагнитные области (ферромагнитные капли) располагаются внутри изолирующей антиферромагнитной матрицы в антиферромагнитных полупроводниках (рис. 1, а) или в изолирующей парамагнитной матрице в ферромагнитных полупроводниках. При более высоком уровне легирования, наоборот, изолирующие антиферромагнитные или парамагнитные области располагаются внутри проводящей ферромагнитной матрицы (рис. 1, б). В первом случае при наложении магнитного поля происходит увеличение радиусов ферромагнитных областей и упорядочение их магнитных моментов, что облегчает туннелирование носителей заряда между этими областями. Кроме того, магнитное поле имеет тенденцию к разрушению ферромагнитных областей. Таким образом,

КМС в магнитных полупроводниках с не слишком высоким уровнем легирования вызвано в осн. увеличением концентрации носителей заряда и является отрицательным. Однако при темп-ре немного выше T_C , когда намагниченность около примесей много меньше предельной, при наложении внешнего магнитного поля подвижность носителей заряда уменьшается, а их концентрация в зависимости от величины магнитного поля может как уменьшаться, так и увеличиваться, следовательно, может наблюдаться как отрицательное, так и положительное M . с изменением знака при некотором значении напряжённости поля, как, напр., в ферромагнитном легированном хромхалькогениде $Cd_{0,987}In_{0,013}Cr_2Se_4$ (рис. 2).

Изменение подвижности носителей заряда под действием магнитного поля значительно слабее влияет на величину M ., чем изменение их концентрации.

Природа КМС в манганитах до конца ещё не выяснена. Как и в монохалькогенидах Eu и хромовых халькогенидных шпинелях она связана с магнитным фазовым

разделением, которое в манганитах усложняется существованием [Яна – Теллера эффекта](#), вызывающего локализацию носителей, зарядовым и орбитальным упорядочением и относит. мягкостью решётки, из-за которой происходит изменение её типа при изменении магнитного поля, давления и темп-ры.

Материалы с КМС можно применять в разл. сенсорах и в первую очередь в бесконтактных считывающих головках для запоминающих устройств. Известно, что плотность магнитной записи ограничена площадью контакта в контактных считывающих головках; бесконтактное считывание явилось прорывом в технологии магнитной записи. Однако эффект КМС в магнитных полупроводниках наблюдается в сильных магнитных полях напряжённостью порядка 10 кЭ ($8 \cdot 10^5$ А/м), а для применения в бесконтактных считывающих головках в жёстких дисках нужны материалы с КМС в магнитных полях напряжённостью порядка 1 Э (80 А/м).

Гигантское магнитосопротивление

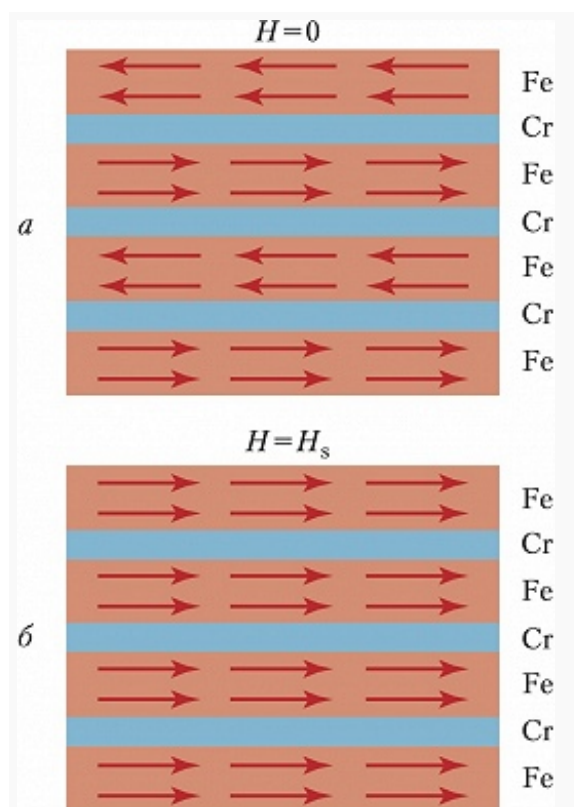


Рис. 3. Атомные слои Fe и Cr в мультислойной структуре Fe/Cr: в отсутствие магнитного поля (а), в поле $H=H_s$ (б). Стрелками указаны

(ГМС), достигающее более 50% в магнитных полях напряжённостью порядка нескольких эрстед, обнаружено в искусственно созданных магнитных [сверхрешётках](#) Fe/Cr нем. физиком П. Грюнбергом (1986) и А. [Фером](#) (1988) (Нобелевская пр., 2007). Оказалось, что в сверхрешётках, состоящих из ферромагнитных слоёв, разделённых слоями немагнитного или антиферромагнитного металла, магнитные моменты соседних ферромагнитных слоёв антиферромагнитно упорядочены. Под действием небольшого магнитного поля они упорядочиваются ферромагнитно, как показано на рис. 3; при этом наблюдается ГМС. При оптимизации схемы «слойки» был изобретён «спиновый вентиль», который ныне используется в

направления магнитных моментов атомов Fe.

головках жёстких дисков. В нём один из ферромагнитных слоёв (напр., из Co или $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$) напылён на слой

антиферромагнетика (напр., $\text{Mn}_7\text{Ir}_{24}$ или $\text{Mn}_{50}\text{Pt}_{50}$). Т. к. небольшое внешнее магнитное поле не перемагничивает антиферромагнетик, а соседний ферромагнитный слой связан с ним обменным взаимодействием, его намагниченность оказывается закреплённой. Второй же ферромагнитный слой может быть свободно перемагничен магнитным полем малой напряжённости порядка 2–4 Э (160–320 А/м); при этом возникает ГМС.

Механизм ГМС состоит в неодинаковом рассеянии двух групп электронов, различающихся ориентацией спинов по отношению к направлениям намагниченности рассеивающих электроны ферромагнитных слоёв. При этом необходимо, чтобы средние длины свободного пробега для этих двух групп электронов различались. Такая ситуация наблюдается в 3d-ферромагнитных металлах. В результате электроны со спином, параллельным ферромагнитным слоям при $H \geq H_s$, слабо рассеиваются (H_s – поле насыщения). Наоборот, электроны со спином, антипараллельным намагниченности, рассеиваются сильно и при $H=0$ понижают суммарный ток через мультислойную структуру. Таким образом, включение магнитного поля, превышающего H_s , вызывает эффект ГМС.

ГМС наблюдают также в гранулированных плёнках и структурах. В этих структурах в немагнитной металлич. плёнке располагаются ферромагнитные гранулы (напр., гранулы Co в плёнке Cu). При $H=0$ магнитные моменты гранул ориентированы произвольным образом и электрич. сопротивление максимально из-за рассеяния на них носителей заряда. Когда внешнее магнитное поле ориентирует моменты гранул по своему направлению, рассеяние носителей заряда на магнитных моментах гранул уменьшается, вызывая эффект ГМС. Использование эффекта ГМС привело к резкому увеличению плотности записи на жёстких дисках.

Туннельное магнитосопротивление (ТМС) обнаружено в системах, в которых место проводящей немагнитной прослойки занимает тонкий (толщиной 1–2 нм) слой диэлектрика. Сопротивление такой магнитной сверхрешётки, измеренное в

направлении, перпендикулярном её плоскости, сильно зависит от относит. направления намагниченности слоёв благодаря разл. вероятностям прохождения носителей заряда с противоположными ориентациями спина через туннельный барьер. Так, для барьера из монокристаллич. слоя MgO относит. изменение сопротивления достигает 500% при комнатной темп-ре. Обнаружение ТМС открывает новые возможности для разработки магнитной оперативной памяти (MRAM), которая наиболее подходит на роль универсальной памяти.

Литература

Лит.: Нагаев Э. Л. Физика магнитных полупроводников. М., 1979; Королева Л. И. Магнитные полупроводники. М., 2003; Никитин С. А. Гигантское магнитосопротивление // Соросовский образовательный журнал. 2004. Т. 8. № 2; Parkin S. S. P. a. o. Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers // Nature Materials. 2004. Vol. 3. № 12; Yuasa S. a. o. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic junctions // Ibid.; Chappert C., Fert A., Van Dau F. The emergence of spin electronics in data storage // Ibid. 2007. Vol. 6. № 11; Lee Y. M. a. o. Effect of electrode composition on the tunnel function with a MgO tunnel barrier // Applied Physics Letters. 2007. Vol. 90. № 21.